

## 2 Les pions dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Dans notre étude des données de l'expérience WA98, nous nous sommes principalement intéressés aux pions. Parmi les hadrons, ce sont les particules les plus légères. Elles sont produites en très grand nombre dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Dans le chapitre 5, nous allons étudier les processus qui conduisent à leur émission en nous basant sur des mesures sensibles à la distribution en position des pions au moment de leur émission. Cette étude sera basée sur la comparaison des données avec les prédictions de deux modèles NEXUS [17] et RQMD [18]. Dans la première partie de ce chapitre, nous allons rappeler quelques généralités concernant les pions. Puis nous montrerons les différentes sources de pions en nous basant sur les caractéristiques des modèles que nous aurons préalablement présentés. Enfin, nous détaillerons le principe des mesures que nous avons effectuées.

### 2.1 Généralités

Contrairement aux photons qui se découplent du milieu dès qu'ils sont produits, les pions peuvent ré-interagir avec d'autres particules du système. En effet, leur section efficace d'interaction avec d'autres hadrons est importante. Seule une petite fraction d'entre eux est émise lorsque la densité de particules est importante. Il est ainsi probable que la majorité des pions émerge d'un gaz hadronique.

En effet, même si un PQG est formé, son hadronisation devrait créer un nombre important de hadrons dans un volume réduit. La densité de particules devrait être encore suffisamment importante pour que la plupart des pions produits ré-interagissent. Cependant, il est concevable que le PQG ne s'hadronise pas brutalement mais émette continuellement des particules à sa surface. Les pions formés dans ces conditions devraient être peu sujets à d'éventuelles ré-interactions. Nous n'étudierons pas ce cas de figure car nous ne disposons pas d'une modélisation adéquate de ce phénomène.

Dans notre étude des processus d'émission des pions, nous allons comparer deux modèles. Ils se différencient par le fait que l'un traite toute l'évolution du système à l'aide de réactions hadroniques alors que l'autre traite en plus la formation de gouttelettes de quarks lorsque la densité de particules est élevée. Dans les deux cas, ils traitent les interactions entre hadrons comme des collisions binaires. Il est toutefois important de remarquer que des résonances dont les durées de vie sont de l'ordre du fm/c, sont très fréquemment formées dans ces collisions. Leur désintégration conduit souvent à l'émission de pions. Nous séparerons les sources de pions dans un gaz hadronique en deux contributions, les collisions entre hadrons, et les désintégrations de résonances car elles ont des caractéristiques différentes.

Les pions produits dans les collisions plomb sur plomb à 17.3 AGeV sont étudiés par les expériences NA49[19], NA44 [20] et WA98 [21]. Leurs spectres en impulsion transverse et en rapidité ainsi que leur fonction de corrélation sont précisément mesurés. Il est possible d'interpréter complètement ces résultats à l'aide de modèles hydrodynamiques ou thermiques. Dans le cas le plus simple les pions sont considérés comme étant émis à partir

d'un gaz à l'équilibre thermique. Il est décrit par une température mais aussi par une vitesse de flot transverse. Celle ci rend compte du mouvement collectif des particules causé par l'expansion du système. La température des pions et leur vitesse de flot transverse peuvent être extraites des spectres en masse transverse et des fonctions de corrélation. Les résultats obtenus par l'expérience WA98 sont représentés sur la figure 2.1 [22]. Les température et vitesse extraites diffèrent de manière significative selon les techniques utilisées. Ces modélisations du système présentent des problèmes de cohérence. De plus, elles ne sont pas complètement satisfaisantes car elles se contentent de proposer une représentation moyenne du système au moment de l'émission des particules. Elles permettent de définir des paramètres mais n'expliquent pas comment le système a atteint cet état.

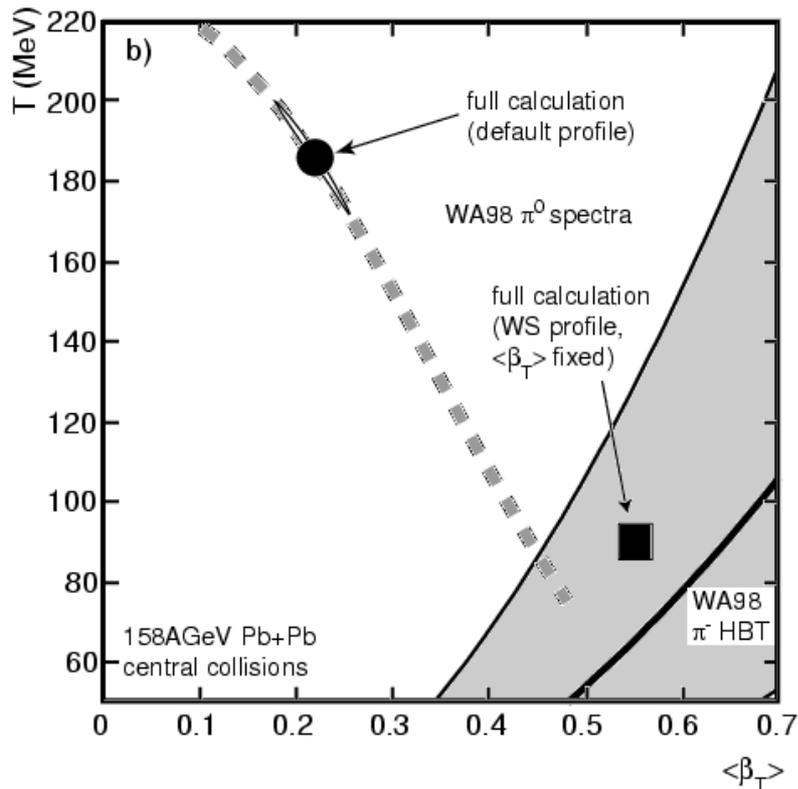


Figure 2.1 Description hydrodynamique des pions : les points marqués par des ronds et carrés ont été obtenus à partir de l'étude des  $\pi^0$ . L'aire grisée est la zone permise par l'étude des corrélations de  $\pi^-$  dans WA98.

Plutôt que de chercher à extraire des paramètres décrivant l'état du système au moment de l'émission des pions, nous avons choisi d'étudier son évolution en utilisant des modèles qui simulent l'ensemble de la collision. Nous allons les présenter dans le paragraphe suivant. Nous nous intéresserons en particulier aux processus qui conduisent à l'émission de pions dans ces modèles.

## 2.2 Les processus d'émission des pions dans les modèles NEXUS et RQMD

### 2.2.1 Les modèles

Dans le chapitre 1, nous avons séparé la description de la collision en trois phases. Cette approche a été retenue par le modèle NEXUS alors que le modèle RQMD n'est basé que sur des interactions entre hadrons.

#### 2.2.1.1 NEXUS

Le modèle NEXUS s'attache avant toute chose, à décrire précisément la première phase de la collision. Les nucléons interagissent à travers l'échange de pomerons. Cet objet permet de prendre en compte à la fois les processus d'interaction dure et molle. Les processus durs sont calculables dans le cadre de la chromodynamique quantique perturbative alors que les interactions molles nécessitent une approche phénoménologique car l'impulsion transférée est trop faible pour autoriser un calcul perturbatif. Les paramètres liés à l'échange de pomerons sont déterminés à partir de l'étude des collisions proton-proton, proton-antiproton et électron-proton. Une fois les pomerons créés, ils produisent des hadrons par fragmentation d'une ou deux cordes. Les cordes sont utilisées de manière satisfaisante pour décrire la production de hadrons dans les collisions  $e^+e^-$  ce qui permet de contraindre les paramètres de cette modélisation.

Dans le modèle NEXUS, la première phase de la collision est précisément modélisée et contrôlée grâce à l'étude de collisions plus élémentaires que les collisions d'ions lourds. Toutefois, une fois les hadrons issus des cordes créées, il est nécessaire de considérer leur possible ré-interaction. Les interactions entre hadrons peuvent être traitées comme une succession de collisions binaires. Cependant la densité d'énergie atteinte devrait modifier le comportement des hadrons (leurs sections efficaces d'interaction, leurs masses, ...). La prise en compte de ces phénomènes nécessite l'utilisation de nombreux paramètres qu'il est difficile de contraindre et qui n'ont pas nécessairement de fondement physique. L'approche du modèle NEXUS est alors de traiter les régions où la densité d'énergie est élevée, de manière macroscopique en introduisant des "gouttelettes de quarks" qui ont les caractéristiques suivantes :

- Elles sont créées lorsque la densité d'énergie locale est supérieure à  $0.8 \text{ GeV/fm}^3$ . En pratique, les hadrons fusionnent pour former une gouttelette lorsqu'au moins trois d'entre eux se trouvent à faible distance les uns des autres. Dans les collisions Pb+Pb à  $17.3 \text{ AGeV}$ , la densité de particules atteinte après la première phase de la réaction conduit dans la grande majorité des cas à la formation d'une unique gouttelette de grande taille.
- Elles se développent longitudinalement, c'est-à-dire parallèlement à l'axe du faisceau, à la vitesse de la lumière et transversalement, à la vitesse  $0.3 c$ .
- Elles se brisent lorsque leur densité d'énergie devient inférieure à une densité critique  $\epsilon_c$ . La production de hadrons est réalisée en peuplant l'espace de phase de manière statistique.

L'utilisation des gouttelettes permet de traiter les zones de grande densité d'énergie sans nécessiter l'utilisation d'un grand nombre de paramètres. La signification physique de cette modélisation est cependant ambiguë : s'agit-il d'un plasma de quarks et de gluons? Les gouttelettes s'y apparentent fortement : elles sont formées afin de modéliser les interactions entre particules lorsque la densité d'énergie élevée entraîne des modifications significatives du comportement des hadrons. Cependant, le plasma n'est pas explicitement modélisé. Les gouttelettes ne sont que des objets de taille macroscopique qui permettent de traiter les zones de hautes densités. Cette modélisation simpliste peut malgré tout avoir des conséquences importantes sur certaines observables. Par exemple, l'évolution du système à travers les gouttelettes pourrait retarder de manière significative l'émission des hadrons.

Cependant, l'hadronisation des gouttelettes ne coïncide pas avec le découplage des particules du système. En effet, des réactions entre hadrons peuvent encore se produire. Elles sont de deux types : désintégration de résonances et collisions entre hadrons. Ces réactions sont prises en compte par le modèle NEXUS. Les ré-interactions entre hadrons qui suivent l'hadronisation des gouttelettes pourraient alors masquer leur existence. Afin de mettre en évidence la sensibilité des mesures que nous avons effectuées à la présence des gouttelettes, nous avons utilisé comme base de comparaison le modèle RQMD qui consiste essentiellement en réaction entre hadrons.

#### 2.2.1.2 RQMD

Le modèle RQMD (Relativistic Quantum Molecular Dynamics) décrit les collisions entre hadrons. Par rapport au modèle NEXUS, RQMD traite l'ensemble de la collision à l'aide des seules interactions hadroniques. La phase initiale est décrite par une succession de collisions entre nucléons.

Il n'existe pas de traitement explicite de la phase partonique. RQMD ne modélise a priori que le gaz hadronique. Cependant il inclut une paramétrisation du comportement des hadrons lorsque la densité d'énergie est élevée. Les collisions dures entre hadrons conduisent à la formation de cordes qui fragmentent selon la même méthode que celle utilisée dans le modèle NEXUS. Lorsque plusieurs cordes sont formées dans un volume réduit elles peuvent entraîner la formation d'objets appelés "rope". Ils contiennent une énergie importante ce qui permet de produire facilement des particules lourdes. Cette modélisation a été introduite pour reproduire en particulier les taux de production de baryons étranges mesurés dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV dans le centre de masse. Un effet de densité d'énergie est ainsi inclut dans le modèle RQMD. Cependant, il n'a aucune influence sur l'évolution spatio-temporelle du système car les cordes et de la même manière les "rope" sont des objets ponctuels.

En plus de la formation des "rope", le modèle RQMD introduit des modifications du comportement des hadrons liées au milieu ce qui nécessite ainsi un nombre très important de paramètres pour décrire l'ensemble des interactions entre hadrons dans différentes conditions. Tous ces paramètres ne peuvent pas être contraints par des résultats expérimentaux spécifiques. Ils sont ajustés de manière globale pour reproduire les taux de production des particules mesurés dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Le modèle RQMD décrit ainsi les spectres en impulsion des particules mesurées au SPS.

Ses prédictions concernant les observables sensibles à la dynamique de l'évolution du système ont été en revanche peu étudiées. Dans le chapitre 4, nous allons présenter des mesures qui y sont sensibles. Afin de comprendre comment les modèles parviennent ou non à reproduire les données, nous avons étudié les processus qui génèrent des pions dans ces modèles.

### 2.2.2 Les sources de pions

Les deux modèles que nous avons présentés proposent des scénarios d'évolution des collisions d'ions lourds différents. NEXUS construit des gouttelettes de quarks lorsque la densité d'énergie est importante alors que RQMD n'est basé que sur des interactions entre hadrons. Nous avons classé les différents processus qui conduisent à l'émission de pions en quatre catégories :

- Les collisions entre hadrons.
- Les désintégrations de résonances baryoniques : nucléons excités,  $\Delta$ , baryons étranges.
- Les désintégrations de résonances mésoniques : principalement  $\eta$ ,  $\omega$ , et  $\rho$ .
- Dans le cas de NEXUS, hadronisation des gouttelettes de quarks

La grande majorité des pions créés pendant l'évolution de la collision sont réabsorbés et ne sont jamais détectés. Les pions se découplent du système lorsque la densité de celui-ci est suffisamment faible.

Les résonances sont produites en grand nombre dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV dans le centre de masse car l'énergie disponible par collision est importante. Elles ont en général des durées de vie de l'ordre de quelques fm/c. Elles ont alors tendance à retarder l'émission des particules qu'elles émettent.

Dans le chapitre 5, nous étudierons les contributions de ces différentes sources de pions afin de comprendre les prédictions des modèles. Nous tenterons de vérifier si ces prédictions sont en accord avec les mesures que nous avons effectuées. Ces mesures reposent sur deux techniques d'analyse que nous allons décrire dans le paragraphe suivant.

## 2.3 Outils d'analyse

Les spectres en impulsions des pions mesurés dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV par nucléon se révèlent être en bon accord avec les modèles thermiques et dynamiques comme ceux que nous allons utiliser. Nous allons alors axer notre analyse sur l'étude des variables qui sont sensibles à la distribution des points d'émission des pions. Nous avons considéré deux types de mesures : les fonctions de corrélation et le rapport  $\pi^-/\pi^+$  en fonction de la masse transverse.

Le principe de ces deux mesures est schématiquement présenté sur la figure 2.2. Nous avons par simplicité utilisé une représentation circulaire de la surface de "freeze-out" qui représente la région où les particules sont émises. La fonction de corrélation  $\pi^-\pi^+$  et le rapport  $\pi^-/\pi^+$  en fonction de la masse transverse sont affectés par l'interaction coulombienne:

- La corrélation entre les  $\pi^-$  et les  $\pi^+$  est principalement due à leur attraction mutuelle par interaction coulombienne. La fonction de corrélation  $\pi^- - \pi^+$  permet de quantifier cette interaction. Elle est d'autant plus importante que les pions sont proches l'un de l'autre.
- La présence d'une charge centrale positive entraîne une attraction des  $\pi^-$  et une répulsion des  $\pi^+$  ce qui modifie le spectre en impulsion des pions chargés. Ce phénomène peut être étudié en construisant le rapport des spectres en impulsion transverse des pions négatifs et positifs. La notion de charge centrale n'est pas forcément justifiée. Il est possible qu'elle ne soit pas concentrée dans une zone centrale mais qu'elle soit répartie sur un volume important.

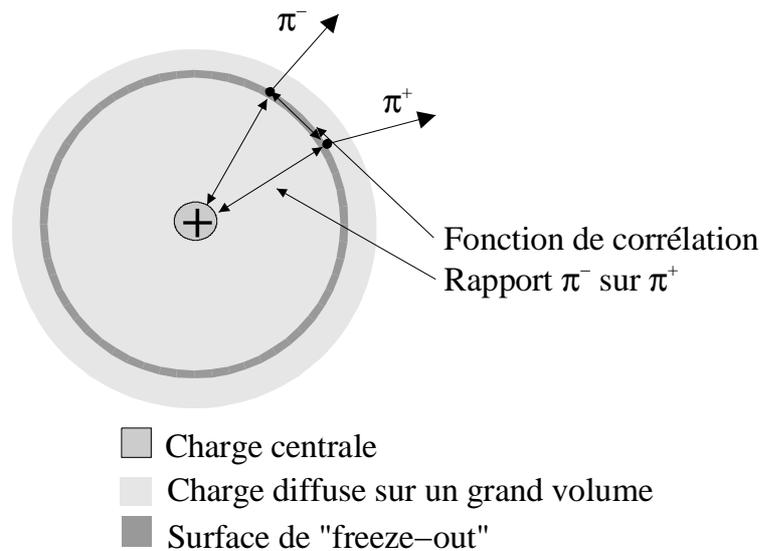


Figure 2.2 Schéma de principe : sensibilité de la fonction de corrélation et du rapport  $\pi^-$  sur  $\pi^+$  à la position d'émission des pions.

Pour extraire des informations quantitatives de l'étude des fonctions de corrélation  $\pi^- - \pi^+$  et du rapport  $\pi^-$  sur  $\pi^+$  en fonction de la masse transverse, il est nécessaire de disposer d'outils de calcul de l'interaction coulombienne. La manière dont ces outils sont utilisés est représentée sur la figure 2.3. Les événements générés à partir des modèles NEXUS et RQMD sont les points de départ du calcul. L'interaction coulombienne est traitée par deux types de méthodes : l'une classique à N corps et l'autre quantique à deux ou trois corps. Nous allons détailler ces méthodes dans la suite de ce chapitre.

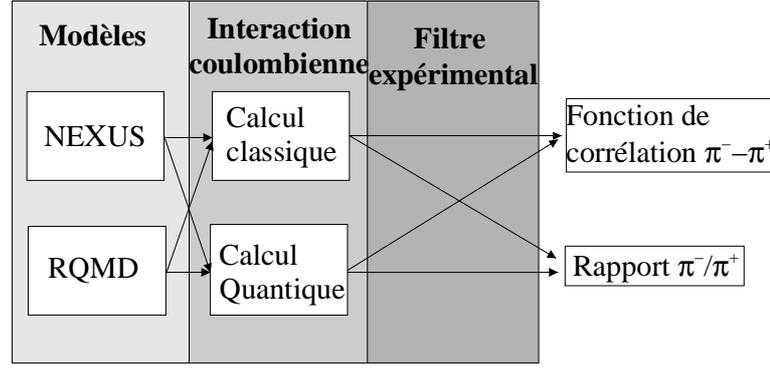


Figure 2.3 Principe du calcul de l'interaction coulombienne a partir des modèles

### 2.3.1 Les fonctions de corrélation

Dans ce paragraphe nous allons montrer comment les fonctions de corrélation peuvent être construites et reliées à la distribution des positions d'émission des particules. Nous présenterons ensuite les phénomènes qui introduisent une corrélation entre les pions.

#### 2.3.1.1 Principe

La fonction de corrélation  $C(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  est définie comme la probabilité  $P(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  d'observer deux particules d'impulsions  $\vec{p}_1$  et  $\vec{p}_2$  divisée par le produit des probabilités  $P(\vec{p}_1)$  et  $P(\vec{p}_2)$  d'observer chaque particule en l'absence de corrélation :

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{P(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{P(\vec{p}_1)P(\vec{p}_2)}$$

Dans le cas des pions, les phénomènes qui introduisent une corrélation sont la statistique quantique et les interactions dans l'état final. En nous basant sur un cas simple nous allons montrer que la fonction de corrélation est sensible à la distribution des points d'émission des particules.

Les particules d'impulsions  $\vec{p}_1$  et  $\vec{p}_2$  sont émises à partir des positions  $\vec{x}_1$  et  $\vec{x}_2$ . Il est impossible d'associer la particule d'impulsion  $\vec{p}_1$  avec la position d'émission  $\vec{x}_1$  plutôt qu'avec la position  $\vec{x}_2$ . La même conclusion peut être tirée pour la particule d'impulsion  $\vec{p}_2$ . En caractérisant les sources d'émission des particules par les distributions  $\rho(\vec{x}_1, \vec{p}_1)$  et  $\rho(\vec{x}_2, \vec{p}_2)$ , la probabilité de détecter simultanément les deux particules s'écrit :

$$P(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \int \rho(\vec{x}_1, \vec{p}_1) \rho(\vec{x}_2, \vec{p}_2) |\Psi(\vec{x}_1, \vec{p}_1; \vec{x}_2, \vec{p}_2)|^2 d^3 \vec{x}_1 d^3 \vec{x}_2$$

ou  $\Psi(\vec{x}_1, \vec{p}_1; \vec{x}_2, \vec{p}_2)$  est la fonction d'onde associée aux particules 1 et 2.

Pour écrire cette probabilité, nous avons considéré que la source était incohérente, c'est-à-dire que les distributions  $\rho(\vec{x}_1, \vec{p}_1)$  et  $\rho(\vec{x}_2, \vec{p}_2)$  étaient indépendantes. De plus nous avons implicitement considéré la source comme statique ; c'est-à-dire que les positions et

impulsions d'émission des particules sont indépendantes du temps. Nous allons de plus postuler que les distributions en position et en impulsion d'émission des particules sont indépendantes, ce qui permet d'écrire que  $\rho(\vec{x}_i, \vec{p}_i) = P(\vec{p}_i)\rho(\vec{x}_i)$ . Alors :

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{\int \rho(\vec{x}_1)\rho(\vec{x}_2)|\Psi(\vec{x}_1, \vec{p}_1; \vec{x}_2, \vec{p}_2)|^2 d^3\vec{x}_1 d^3\vec{x}_2}{\int \rho(\vec{x}_1)\rho(\vec{x}_2) d^3\vec{x}_1 d^3\vec{x}_2}$$

Dans le cas des bosons la fonction d'onde doit être symétrisée. En absence d'interactions coulombiennes ou nucléaires, la fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi(\vec{x}_1, \vec{p}_1; \vec{x}_2, \vec{p}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\vec{p}_1\vec{x}_1}e^{i\vec{p}_2\vec{x}_2} + e^{i\vec{p}_1\vec{x}_2}e^{i\vec{p}_2\vec{x}_1}). \text{ On peut alors montrer que:}$$

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = C(\vec{Q}) = 1 + \frac{\int \rho(\vec{x}_1)\rho(\vec{x}_2)e^{i(\vec{p}_2 - \vec{p}_1)(\vec{x}_2 - \vec{x}_1)} d^3\vec{x}_1 d^3\vec{x}_2}{\int \rho(\vec{x}_1)\rho(\vec{x}_2) d^3\vec{x}_1 d^3\vec{x}_2} = 1 + |\tilde{\rho}(\vec{Q})|^2$$

$\tilde{\rho}(\vec{Q})$  est la transformée de Fourier de la distribution de la source avec  $\vec{Q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ . Il est donc possible de déterminer de cette manière la distribution des positions d'émission des particules. Les caractéristiques spatio-temporelles de la source d'émission des particules peuvent ainsi être déterminées. Cependant, un certain nombre de simplifications que nous avons utilisées dans ce calcul ne peuvent être appliquées dans le cadre de l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. En effet, l'interaction coulombienne joue un rôle important ; la source peut présenter un certain degré de cohérence ; elle ne peut être considérée comme statique ; les impulsions et les positions des particules émises sont corrélées.

Dans notre étude, nous avons étudié les fonctions de corrélation de la variable  $Q_{inv}^2 = (E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_2 - \vec{p}_1)^2$  qui a l'avantage d'être invariante dans le repère de Lorentz dans lequel elle est construite. La fonction de corrélation s'obtient en formant le rapport :

$$C(Q_{inv}) = \frac{dN/dQ_{inv}}{\tilde{dN}/dQ_{inv}}$$

Avec  $dN/dQ_{inv}$  la distribution en  $Q_{inv}$  obtenue en construisant des paires de particules issues des mêmes événements, et  $\tilde{dN}/dQ_{inv}$  la distribution extraite à partir de paires provenant d'événements différents. Seule la première distribution est affectée par la corrélation entre les particules. Le rapport est normalisé à 1 lorsque la corrélation devient négligeable.. Cette technique va nous permettre de construire la fonction de corrélation  $\pi^- - \pi^+$ . Afin de tirer des conclusions quantitatives de l'étude des fonctions de corrélation il est nécessaire de pouvoir calculer les phénomènes qui en sont à l'origine.

### 2.3.1.2 Calculs des fonctions de corrélation

Afin de décrire la corrélation entre les pions identiques, il est nécessaire de prendre en compte les interférences quantiques ainsi que les interactions coulombienne et nucléaire.

Dans les cas des particules non-identiques, la fonction de corrélation n'est affectée que par les interactions dans l'état final. En particulier, la corrélation entre les pions de charge opposée est principalement due à l'interaction coulombienne.

Au chapitre 5, nous allons étudier les prédictions des modèles NEXUS et RQMD. D'une manière générale, pour construire une fonction de corrélation à partir de ces modèles, il est nécessaire de calculer les interactions des particules dans l'état final et leurs interférences quantiques.

Dans notre étude nous avons utilisé les techniques de calculs détaillées dans [23]. La figure 2.4 représente, par exemple, la fonction de corrélation  $\pi^+-\pi^+$  calculée à partir du modèle RQMD [24]. L'interaction coulombienne joue un rôle important. Elle tend à compenser l'attraction engendrée par la symétrisation des fonctions d'onde. Dans le cadre de notre étude de la fonction de corrélation  $\pi^-\pi^+$ , la symétrisation des fonctions d'onde n'intervient pas. L'interaction coulombienne est le processus dominant qui introduit une corrélation entre les pions.

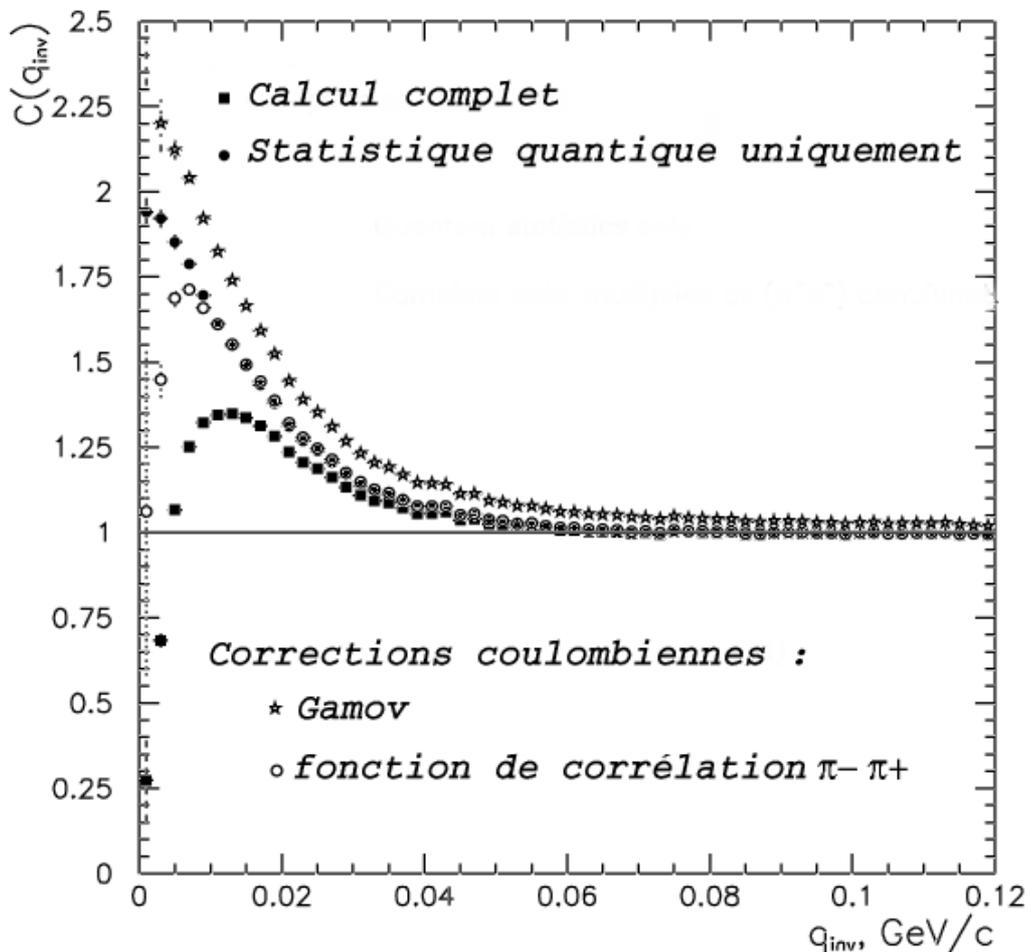


Figure 2.4 Exemple de calcul de la fonction de corrélation  $\pi^+-\pi^+$  dans les collisions Au+Au à 200 AGeV à partir du modèle RQMD. La fonction de corrélation extraite avec seulement la statistique quantique est très différente du calcul complet car l'interaction coulombienne modifie la fonction de corrélation de manière importante. Les corrections coulombiennes sont alors utilisées pour tenter de supprimer son influence.

Nous disposons d'un second outil de calcul de l'interaction qui repose sur la méthode de

traitement classique (non quantique). Cette technique de calcul est présentée dans la section 2.3.2.3. A l'aide de ces deux méthodes quantique et classique, nous allons comparer directement les fonctions de corrélation mesurées à celles extraites des modèles.

## 2.3.2 Effets de l'interaction coulombienne sur les rapports des distributions en impulsion $\pi^-$ sur $\pi^+$

### 2.3.2.1 Principe

Au paragraphe 1.2.1, nous avons indiqué que les nucléons des noyaux qui entrent en collisions perdent une partie de leur impulsion longitudinale. La figure 2.5, représente le pouvoir d'arrêt des protons mesurés dans les collisions plomb sur plomb à 17.3 AGeV [25]. La distribution représentée est normalisée par le nombre de participants qui représente le nombre de nucléons incidents impliqués dans une collision. Cette normalisation permet une comparaison directe des collisions centrales et périphériques. Pour notre étude nous ne considérons que les événements centraux. Dans ces conditions, le nombre de protons issus des noyaux initiaux présents au niveau de la rapidité du centre de masse est de l'ordre de 30. Une "charge centrale", c'est-à-dire un excès de charge positive, y est alors présente.

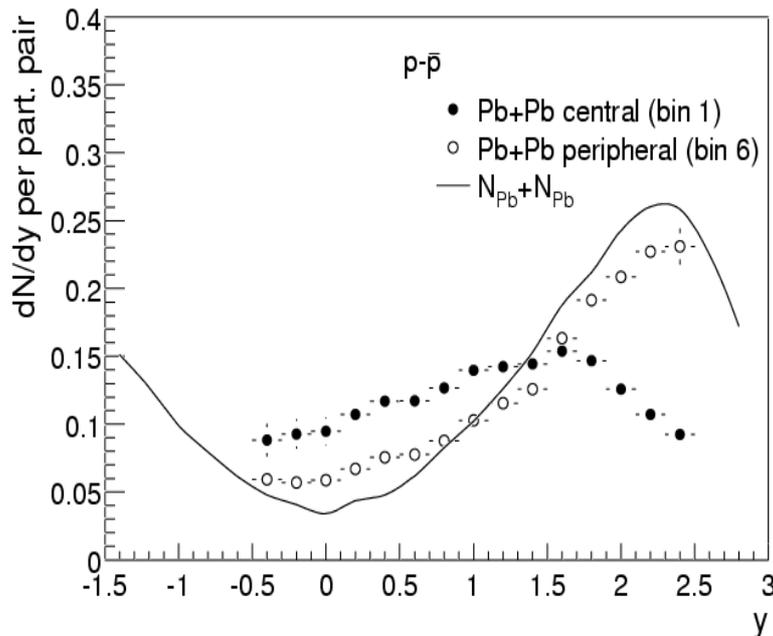


Figure 2.5 Pouvoir d'arrêt normalisé par le nombre de participants mesuré par la collaboration NA49

En raison de cette charge centrale, il est possible que l'impulsion des pions émis au niveau de la rapidité du centre de masse soit sensiblement modifiée. Les impulsions des  $\pi^-$  devraient être réduites d'un facteur  $\Delta p^-$  à cause de l'attraction que la charge centrale exerce vis-à-vis d'eux, alors que celles des  $\pi^+$  devraient être augmentées d'un facteur  $\Delta p^+$ . Le rapport des distributions en impulsion des pions négatifs et positifs devrait ainsi être sensible à cette variation. La figure 2.6 représente les rapports des distributions  $\pi^-$  sur  $\pi^+$  en fonction de l'énergie cinétique mesurés dans les collisions or sur or à 1 AGeV et 10.8

AGeV [26]. Une augmentation du nombre de pions négatifs par rapport au nombre de pions positifs est clairement visible. Ces mesures ont été expliquées par l'effet de la charge centrale.

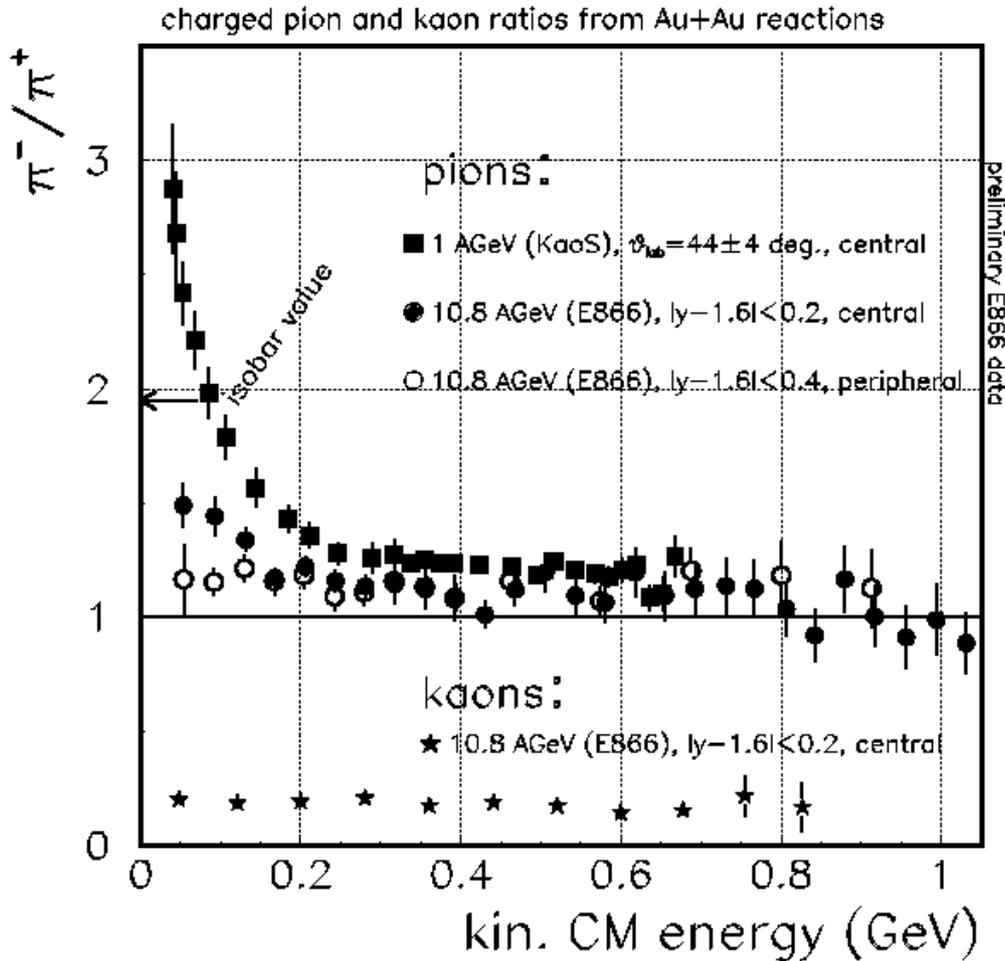


Figure 2.6 Rapport  $\pi^-$  sur  $\pi^+$  en fonction de l'énergie cinétique dans des collisions or sur or pour des énergies faisceau de 1 AGeV ( $\sqrt{s} = 2.1$  AGeV) et 10.8 AGeV ( $\sqrt{s} = 4.7$  AGeV). Le rapport extrait de l'étude des kaons est aussi représenté.

Compte tenu du ralentissement des protons des noyaux incidents dans les collisions plomb sur plomb à 17.3 AGeV, un tel phénomène devrait aussi s'y produire. L'effet de l'interaction coulombienne devrait se manifester par une asymétrie du nombre de  $\pi^-$  sur  $\pi^+$  d'autant plus importante que l'impulsion des pions est faible. Dans le cadre de notre étude nous ne considérons pas la partie longitudinale de l'impulsion. Nous construisons le rapport  $\pi^-$  sur  $\pi^+$  en fonction de la masse transverse qui est définie par :  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$  avec  $p_T$  l'impulsion dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau et  $m_0$  la masse au repos de la particule.

Afin d'étudier la contribution de l'interaction coulombienne sur le rapport  $\pi^-$  sur  $\pi^+$  en fonction de la masse transverse nous avons utilisé deux méthodes de calculs différentes. Dans les deux cas, elles s'appliquent sur des générateurs d'événements. Elles ont ainsi

l'avantage de ne pas nécessiter d'hypothèses simplistes sur les sources de particules. La validité des modèles peut de nouveau être testée. L'impact de l'interaction coulombienne est dépendant de la distance entre les pions et la "charge centrale". Cette étude apporte donc de nouvelles contraintes aux modèles en terme de distributions spatio-temporelles des points d'émission des particules.

### 2.3.2.2 Calcul quantique

La méthode de calcul quantique de l'interaction coulombienne est identique à celle utilisée pour le calcul des fonctions de corrélation [27]. Elle est basée sur des interactions à deux corps. Dans le cadre de l'étude de l'effet de la charge centrale il est nécessaire de recourir à une approximation importante : l'interaction entre les pions émis et la charge centrale doit être réduite à une interaction à deux corps.

En l'absence d'interaction, les fonctions d'onde des particules sont décrites par des ondes planes. Lorsqu'une particule de charge  $z_i$  interagit avec une charge ponctuelle  $Z$ , sa fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi(r_i, p_i) = e^{-i p_i r_i} \Phi_{p_i}^{z_i Z}(r_i) \quad \text{avec :}$$

$$\Phi_{p_i}^{z_i Z}(\vec{r}_i) = e^{i \delta_i} \sqrt{(A_c(p_i a_i))} F\left(\frac{-i}{p_i a_i}, 1, i(\vec{p}_i \vec{r}_i + p_i r_i)\right)$$

où  $\delta_i$  est le déphasage coulombien de l'onde  $s$ ,  $A_c$  est le facteur coulombien de Gamov, et  $F$  est la fonction hypergéométrique confluente. A partir de l'expression de cette fonction d'onde et de la connaissance des positions et des impulsions au moment de l'émission des particules il est possible de calculer la probabilité qu'une telle particule soit émise. Le rapport des probabilités d'émission des pions négatifs et positifs en fonction de  $m_T$  peut alors être construit.

Cette méthode repose sur l'approximation que la charge peut être concentrée en un point. Cependant les distributions de pouvoir d'arrêt montrent qu'il n'en est rien. Les protons arrêtés sont distribués sur plusieurs unités de rapidité. Les pions émis dans un domaine de rapidité donné ne vont alors pas être sensibles à l'ensemble de la charge. Il est nécessaire d'introduire la notion de charge effective. Elle représente la charge à laquelle les pions sont effectivement sensibles. Sa valeur est un paramètre du modèle qui doit être ajusté.

### 2.3.2.3 Calcul classique

L'utilisation d'une technique de calcul classique de l'interaction permet d'éviter d'introduire la notion de charge effective. En effet cette méthode permet un calcul à N corps de l'interaction coulombienne [28]. Cependant il est clair que l'interaction coulombienne ne peut être traitée de manière classique lorsque les particules sont trop proches. Dans le cadre du modèle classique l'interaction coulombienne entre deux particules n'est alors pas calculée si la distance qui les séparent est inférieure à 0.8 fermi. Cette distance correspond à la taille des hadrons. Cette coupure a heureusement peu d'impact car dans les générateurs d'événements que nous avons utilisés, très peu de particules se croisent

à moins de un fermi l'une de l'autre. En effet cette limite est proche de celle qui détermine dans les générateurs d'événements si une collision a lieu ou non.

La force électromagnétique exercée sur une particule  $i$  par l'ensemble des autres particules chargées s'écrit :

$$m_i \frac{du_i}{d\tau} = \sum_{j \neq i} \frac{e_j}{c} F^{\mu\nu} u_j^\nu$$

où  $m_i$  est la masse de la particule  $i$ ,  $u_i = \{1, v\} / \sqrt{1 - v^2}$  est son vecteur vitesse de lorentz et  $F^{\mu\nu}$  est le tenseur défini comme :

$$F^{\mu\nu} = \frac{e_j}{c} \frac{X^\mu u_j^\nu - X^\nu u_j^\mu}{\frac{1}{c^2} (u_j^\lambda X^\lambda)^2 - X_\lambda X^\lambda}$$

avec  $X^\lambda$  le vecteur de lorentz représentant la distance relative entre la particule  $i$  et la particule  $j$ .

A chaque  $d\tau$  il est ainsi possible de calculer l'interaction entre une particule et toutes les autres. Cette méthode présente ainsi l'avantage de ne pas traiter l'interaction entre les protons en excès et les pions en supposant la présence d'une charge centrale.

#### 2.3.2.4 Comparaison entre méthodes

La méthode classique du calcul de l'interaction n'est applicable que si la distance entre les particules est suffisamment grande pour ne pas introduire d'effet quantique important. Afin de vérifier l'applicabilité du calcul classique, nous avons comparé les fonctions de corrélation  $\pi^+ - \pi^-$  calculées avec les deux méthodes. La corrélation entre ces deux types de particules est uniquement due à l'interaction coulombienne. Sur la figure 2.7, nous avons utilisé des événements du modèle RQMD comme base de comparaison. Ces deux calculs sont qualitativement en bon accord. Le calcul quantique prédit cependant une fonction corrélation qui croit plus rapidement mais atteint une valeur maximale plus faible que le calcul classique.

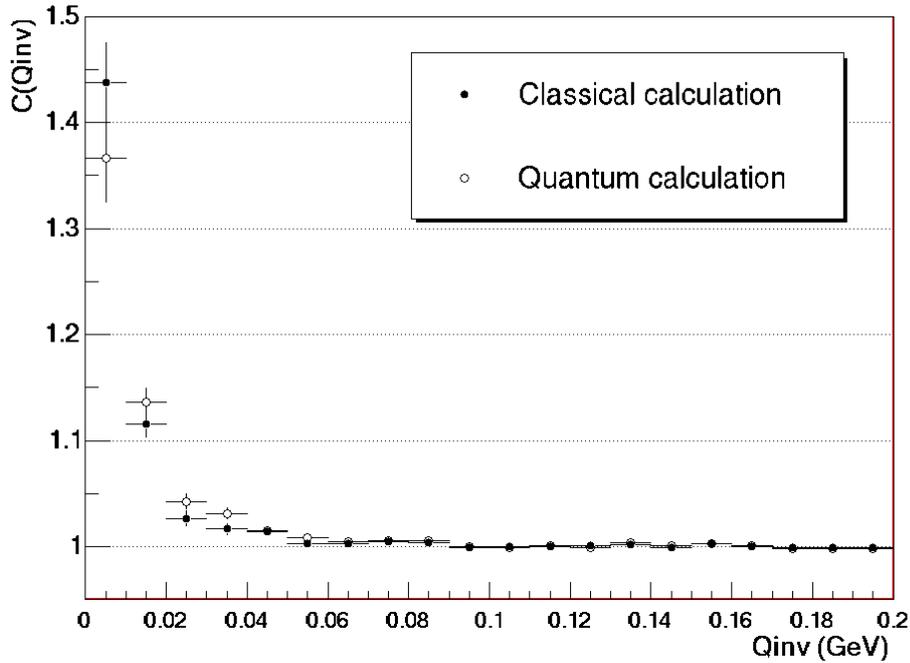


Figure 2.7 Fonction de corrélation  $\pi^+\pi^-$  calculée à partir du générateur d'événements RQMD avec les méthodes quantique et classique.

Sur

la figure 2.8, nous avons comparé les rapports  $\pi^+$  sur  $\pi^-$  en fonction de la masse transverse prédit par les deux méthodes toujours à partir du générateur d'événements RQMD. La méthode quantique nécessite un ajustement des valeurs de charge centrale. Pour qu'elle soit en accord avec la méthode classique pour des masses transverses inférieures 50 MeV, il faut choisir une charge centrale comprise entre 50 et 60. Nous n'avons pas cherché à ajuster les deux prédictions. Il existe une différence plus fondamentale entre ces deux calculs : l'augmentation du nombre de  $\pi^-$  par rapport au  $\pi^+$  s'effectue de façon progressive à partir de 300 MeV dans le cadre du calcul classique alors qu'il n'apparaît que brutalement pour des masses transverses inférieures à 50 MeV lorsque le calcul quantique est utilisé. Cette différence est due au fait que la charge est statique dans le calcul quantique. La charge centrale affecte alors très fortement les particules de faible impulsion qui restent longtemps à son voisinage mais elle a très peu d'effet sur les autres.

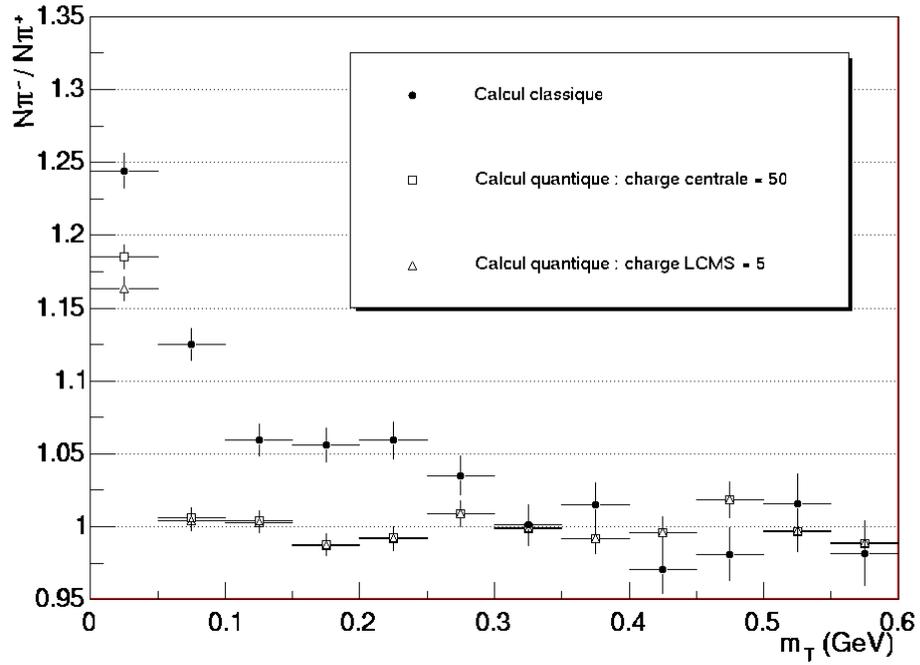


Figure 2.8 Rapport des distributions  $\pi^+$  sur  $\pi^-$  en fonction de la masse transverse extrait du modèle RQMD à l'aide des méthodes classiques et quantiques.

Nous disposons donc de deux méthodes de calculs de l'interaction coulombienne que nous pouvons appliquer aux événements générés par les modèles. Elles nous permettront de construire la fonction de corrélation  $\pi^+-\pi^-$  et le rapport  $\pi^+$  sur  $\pi^-$  prédits par les modèles afin de les comparer avec nos mesures.